

04

## **Автоэмиссия катода как возможный фактор перехода стримерного канала в искровой**

© Д.Г. Коренюгин, А.М. Марциновский, К.Е. Орлов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет  
E-mail: amartsinovsky@gmail.com

Поступило в Редакцию 14 мая 2009 г.

Рассмотрен возможный сценарий перехода стримерного канала в искровой при пробое коротких разрядных промежутков между металлическими электродами. Выдвинуто предположение, что замыкание разрядного промежутка стримером создает у катода электрическое поле, достаточное для возникновения автоэмиссии, которая и вызывает развитие процессов, приводящих к превращению стримерного канала в искровой.

PACS: 52.80.Mg

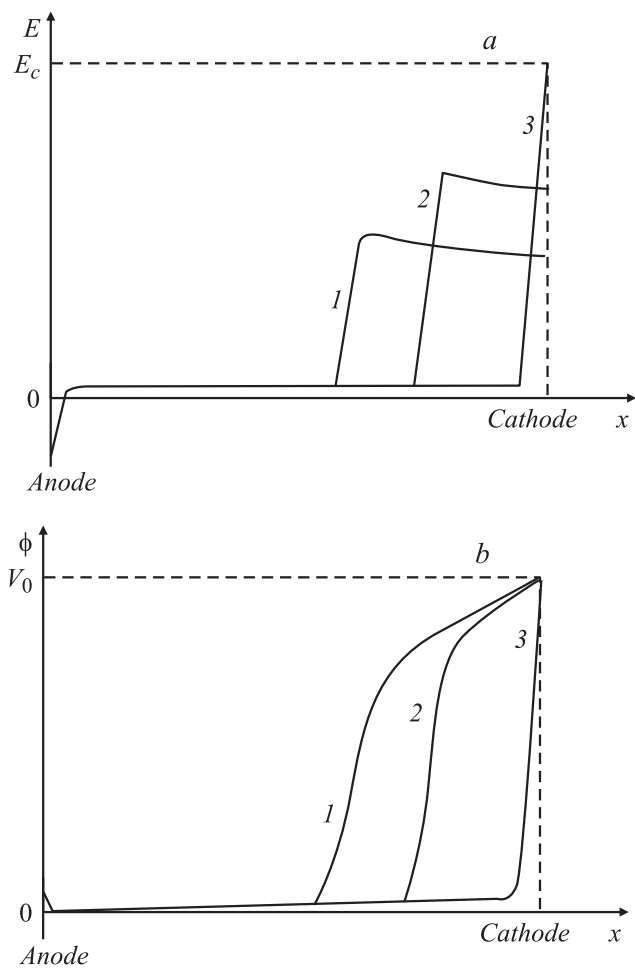
Лавинная и стримерная стадии пробоя газоразрядного промежутка достаточно хорошо изучены, а протекающие при этом физические процессы в целом объяснены и описаны. Последующая, искровая стадия исследовалась не менее интенсивно, однако общей и непротиворечивой картины ее формирования на данный момент не предложено [1–5]. В первую очередь это относится к начальному периоду перехода стримерного разрядного канала в искровой. Согласно наблюдениям в камере Вильсона и данным скоростной фоторазвертки [2,4,5], искровая вспышка канала наблюдается спустя  $\sim 10$  ns после переключения сантиметровых межэлектродных промежутков стримерным каналом. Очевидно, что именно в этот период и происходят события, определяющие начало трансформации стримерного канала в искровой. Согласно [4], после „касания“ головки стримера катода начинается обратное движение фронта ионизации к аноду. В работе [5] высказывается предположение о развитии еще одной волны ионизации от анода к катоду, однако механизм возникновения и распространения этих волн никак не обсуждается. Традиционно принятые признаки искрового разряда —

образование катодного пятна, возрастание тока до амперного уровня и выше, разогрев разрядного канала с образованием ударной волны — формируются не более поздних стадиях развития искры. В настоящей работе приводятся соображения, позволяющие предположить, что физическим процессом, с которого начинается превращение стримерного канала в искровой, следует считать появление автоэмиссионного тока с катода при приближении к нему головки стримера.

Общепризнано, что развитие стримера завершается подходом к катоду фронта ионизации и соприкосновением его с поверхностью катода. Так как перенос тока в непроводящей части разрядного промежутка происходит только за счет тока смещения, на нее падает большая часть приложенного к промежутку напряжения (несколько киловольт), и движение фронта ионизации быстро увеличивает электрическое поле  $E$  на фронте ионизации и в прикатодной области (см. рисунок). В пределе, приложенное к промежутку напряжение в несколько киловольт сосредоточивается в непроводящем прикатодном слое длиной порядка нескольких десятков длин свободного пробега ( $\sim 10^{-2}$  mm),<sup>1</sup> а напряженность поля при этом должна достигать уровня  $E_c \sim 10^6 - 10^7$  V/cm (это хорошо иллюстрируется расчетами движения фронта ионизации к катоду [6–9]). Как известно, такие поля уже могут вызывать автоэлектронную эмиссию за счет усиления поля на микронеоднородностях поверхности (типичный коэффициент усиления  $\beta \sim 10 - 100$  [10,11]). В присутствии плазмы автоэмиссия может возникать и при значительно меньших полях на диэлектрических вкраплениях на катоде за счет Молтер-эффекта [11,12].

Следует подчеркнуть, что вспышка искрового канала и его разогрев требуют прохождения по каналу достаточно больших (амперных) разрядных токов, что и наблюдается на эксперименте. Однако после того как приложенное напряжение окажется сосредоточенным на прикатодном барьере, ток смещения, замыкающий электрическую цепь на непроводящей части промежутка, прекращается. Проходящий по каналу ток будет определяться только электронной эмиссией с катода и ионным током на него. Последний из-за малой подвижности положительных ионов невелик (при поле у катода  $\sim 10^6$  V/cm и атмосферном

<sup>1</sup> При приближении фронта ионизации к катоду на такие расстояния рост числа электронов за счет ионизации в области сильного поля замедляется (из-за уменьшения полного числа столкновений и „убегания“ электронов), и в формировании приэлектродного слоя у катода все большую роль будет играть дрейфовое движение ионов.



Схематическое распределение электрического поля ( $a$ ) и потенциала ( $b$ ) в разрядном промежутке при движении фронта ионизации к катоду в последовательные моменты времени 1–3.  $V_0$  — приложенное к промежутку напряжение,  $E_c$  — поле у катода при „касании“ головки стримера поверхности катода.

давлении их дрейфовая скорость около  $3 \cdot 10^5$  cm/s [2]). Поэтому при концентрации плазмы в стримере у катода  $10^{13} - 10^{14}$  cm $^{-3}$  ионный ток будет порядка  $10^{-3} - 10^{-4}$  А (при радиусе канала  $r = 0.1$  mm). Соответственно незначительной будет и ион-электронная эмиссия с катода.

Как известно, невелик и фототок с катода, вызванный излучением стримера [2]. Основной вклад в него будут вносить исключительно фотоны, образующиеся вблизи поверхности катода. Излучение из удаленных от катода областей стримера не может существенно влиять на фотоэмиссию из-за сильной реабсорбции излучения [3] и из-за быстрого уменьшения с расстоянием телесного угла, под которым видна область контакта головки стримера с катодом ( $r = 0.1$  mm). Верхний предел фототока нетрудно оценить, полагая, что излучает слой плазмы шириной порядка 0.2 mm (удвоенный радиус стримера) с концентрацией  $10^4$  cm $^{-3}$  под средним телесным углом 0.3. Если скорость движения стримера к катоду порядка  $2 \cdot 10^8$  cm/s [2–4], такой слой формируется за 0.1 ns. Нетрудно оценить, что фототок, вызванный излучением из такого слоя, будет порядка  $10^{-3}$  А.<sup>2</sup>

Таким образом, автоэмиссия оказывается, по сути, единственным механизмом, способным объяснить в рассматриваемых условиях дальнейшее развитие стримера. С другой стороны, приведенная выше оценка условий в прикатодной области показывает, что условия для возникновения автоэмиссии вполне могут выполняться при замыкании стримером разрядного промежутка.

Заметим, что возникновение автоэмиссии в плазме на прикатодном скачке потенциала не есть исключительная прерогатива искры — она наблюдалась экспериментально для графита в парах цезия при концентрациях порядка  $10^{14}$  cm $^{-3}$ , обеспечивая токи до сотен А/cm $^2$  [14]. Причем автоэмиссия имела место при очень малом катодном падении потенциала  $\sim 5$  V. Понятно, что при увеличении катодного скачка потенциала на 3–4 порядка автоэмиссия должна иметь место и на металлической поверхности с более высокой, чем у цезия, работой выхода, коль скоро концентрация плазмы в канале стримера имеет

<sup>2</sup> Конечно, фотоэлектроны должны играть определяющую роль при приближении фронта ионизации к поверхности катода, когда инициированные ими лавины успевают подходить к фронту. Более того, при больших полях (при  $E > \sim 300 - 400$  kV/cm [13] для азота) они формируют поток убегающих электронов, радикально меняющий характер их движения и ионизации, что вызывает генерацию и позади фронта.

тот же порядок. Известно также, что плазма над поверхностью катода инициирует образование эмиссионных центров с последующим формированием катодных пятен тем более эффективно, чем выше концентрация [11,12]. Однако и при  $n_e \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , как показывают исследования, для поджига достаточно напряжений 1–2 kV [15,16].

Дополнительным аргументом в пользу предположения о решающей роли автоэмиссии при развитии короткого искрового канала между металлическими электродами является сам факт образования катодного пятна с переходом разряда в дуговой при достаточно мощном источнике напряжения. Ни фотоэмиссия, ни ион-электронная эмиссия не приводят сами по себе к поджигу пятна. В то же время известно, что именно автоэмиссия является фактором, инициирующим образование катодных пятен (по крайней мере пятен I рода [11,17]). Она практически не вызывает теплового эффекта, он составляет всего  $\sim kT_c$  на один электрон, а  $q\varphi_c \gg kT_k$ , как при термоэлектронной эмиссии ( $T_c$  — температура,  $\varphi_c$  — работа выхода катода,  $k$  — постоянная Больцмана). Размеры автоэмиссионного центра крайне малы —  $< 1 \mu\text{m}$  [12], поэтому плотность подводящего тока в объеме металла в окрестностях центра очень велика и обеспечивает интенсивный локальный разогрев поверхностного слоя (эмитирующего микроострия) джоулевым теплом подводящего тока. Быстрый локальный разогрев выше температуры испарения и приводит к взрыву микроострия [11,12], эмиссии металлической плазмы из автоэмиссионного центра [18], образованию катодной струи и формированию катодного пятна [12,17]. Взрыв острия при пробое вакуумного промежутка (взрывная эмиссия), когда автоэмиссия обусловлена внешним приложенным полем, и последующее формирование катодного пятна исследованы достаточно подробно. При искровом пробое газового промежутка взрыву микроострия предшествует достаточно длительная и сложная фаза формирования разрядного канала и плазмы, обуславливающей возникновение автоэмиссии, поэтому образование катодного пятна в этом случае происходит намного сложнее и менее изучено, хотя принципиально физические процессы, приводящие к взрыву, должны быть практически одними и теми же.

Возникновение автоэмиссии с катода при приближении фронта ионизации к его поверхности не означает, что дальнейшая эволюция разрядного канала будет протекать просто. Рост эмиссии электронов из катода в стримерный канал сразу же должен резко увеличить

перенос электронного тока, а значит, и падение напряжения на канале, а это должно приводить к уменьшению прикатодного барьера и интенсивности автоэмиссии. Однако уменьшение барьера может компенсироваться уменьшением его ширины из-за роста концентрации плазмы в приэлектродном слое за счет ионизации убегающими электронами. Кроме того, убегающие электроны должны заметно увеличивать концентрацию плазмы у катода на длине тормозного пробега. Поэтому изменения разрядного тока и концентрации по каналу могут носить самый различный характер — вплоть до уменьшения (или даже прекращения) автоэмиссии на определенном этапе, с немонотонным изменением разрядного тока и даже повторными движениями фронта ионизации. Детальное теоретическое (и, возможно, экспериментальное) изучение этой стадии развития искрового разряда еще предстоит; сейчас ясно только одно, что лишь после развития катодного пятна<sup>3</sup> с катодным падением 10–30 В, обеспечивающего при столь малой затрате напряжения неограниченный ток эмиссии, все напряжение источника оказывается приложенным к разрядному каналу. Только тогда такой значительный энерговклад и вызывает разогрев электронов, вспышку канала, образование ударной волны и все другие процессы искрового пробоя. При этом дальнейший рост тока будет определяться в основном лишь процессами в канале.

Отметим, что возможность автоэмиссии при „касании“ головкой лидера поверхности катода, в принципе, упоминалась в [4, с. 522]; насколько нам известно, это единственное упоминание такого рода. При этом не акцентировалась ни неизбежность возникновения условий, вызывающих автоэмиссию, ни ее определяющее значение для дальнейшего развития разрядного канала. На возможную роль автоэмиссии в инициировании пробоя при высоких (сотни киловольт) пробойных напряжениях (электроотрицательные газы, давления 10–100 atm) указывалось, например, в [11,12]; ясно, что в таких условиях поле у катода уже сразу (без плазмы) может вызывать автоэмиссию. Приведенные же выше соображения показывают, что плазма стримерной головки сама создает достаточное для автоэмиссии поле при обычных пробойных напряжениях. С этих позиций критерием и необходимым условием перехода стримера в искровой разряд можно считать начало автоэмиссии.

<sup>3</sup> Время формирования пятна может доходить до наносекунд [11,12].

## Список литературы

- [1] Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960.
- [2] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968.
- [3] Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975.
- [4] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. Гл. 17.
- [5] Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Вводн. том. II, разд. IV. 7.
- [6] Braun D., Gibalov V., Pietch G. // Plasma Sources Sci. Tech. 1992. V. 1. P. 166–174.
- [7] Kang W.S., Kim Y., Hong S.G. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30 (1). P. 166.
- [8] Kang W.S., Park J.M., Kim Y. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. V. 31 (4). P. 504–510.
- [9] Tzending L.D., Nikandrov D. // Plasma Sources Sci. Tech. (to be published).
- [10] Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А. и др. // УФН. 1975. Т. 115. В. 1. С. 101–120.
- [11] Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Прокуроровский Д.И. // УФН. 1983. Т. 139. В. 2. С. 265–302.
- [12] Месяц Г.А. // УФН. 1995. Т. 165. В. 6. С. 602–626.
- [13] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. В. 9. С. 953–972.
- [14] Баранов Г.Д., Макаров А.Н., Лям Н.А. // ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 12. С. 2522–2525.
- [15] Hanscox R. // V.J. Ahhl. Phys. 1960. V. 11. N 10. P. 468–471.
- [16] Каплан В.Б., Марциновский А.М., Столяров И.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 6. С. 91–93.
- [17] Любимов Г.А., Раховский В.И. // УФН. 1978. Т. 125. В. 4. С. 665–706.
- [18] Марциновский А.М., Юрьев В.Г. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 21. С. 91–93.